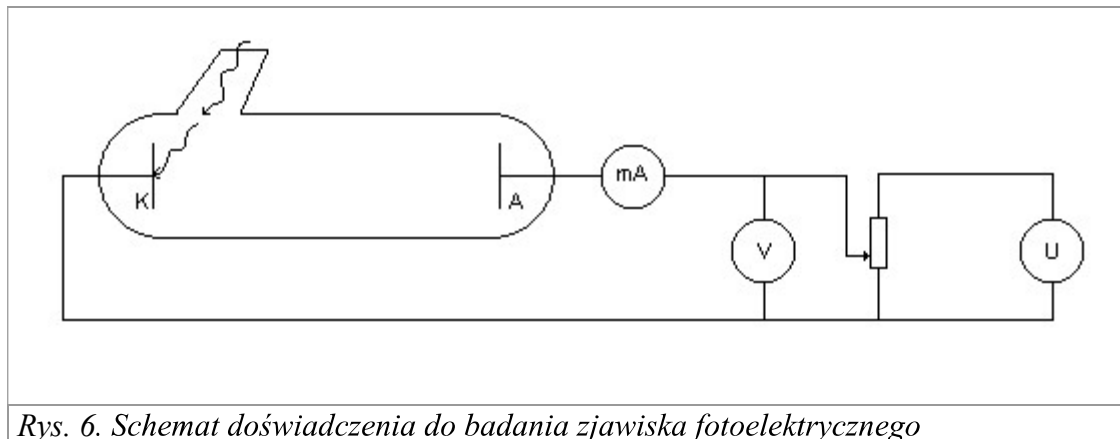


Teoria Plancka (Równ. 6) prowadzi do bardzo dobrej zgodności z doświadczalnie wyznaczoną widmową zdolnością emisyjną.

2. Zjawisko fotoelektryczne.

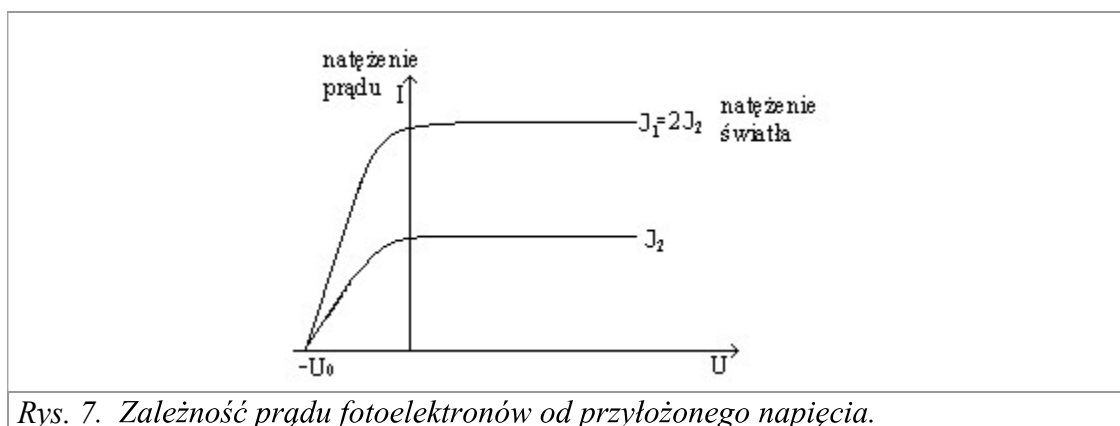


Rys. 6. Schemat doświadczenia do badania zjawiska fotoelektrycznego

Istota zjawiska fotoelektrycznego polega na tym, iż promieniowanie krótkofalowe padając na powierzchnię metalu wybija z niej elektrony (wykrył to Hertz w 1887).

Schemat aparatury do badania tego zjawiska przedstawiono na Rys. 6. W próżniowej bańce szklanej są umieszczone dwie płytki metalowe (anoda i katoda) między którymi jest napięcie U (mierzymy je woltomierzem). Równocześnie prąd wybijanych fotoelektronów mierzymy mili-amperomierzem.

Stwierdzono, że dla danego metalu zjawisko fotoelektryczne zachodzi tylko dla światła o częstotliwości wyższej od pewnej wartości progowej: $\nu \geq \nu_0$. Jeśli warunek ten jest spełniony, to zależność mierzonego prądu fotoelektronów od przyłożonego napięcia (między anodą i katodą) ma charakterystyczny kształt pokazany poniżej:



Rys. 7. Zależność prądu fotoelektronów od przyłożonego napięcia.

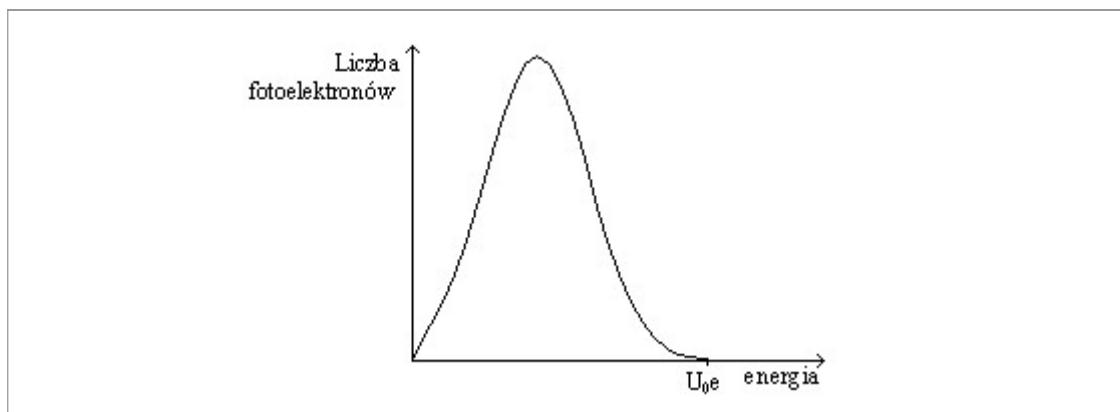
Zauważmy, że:

- natężenie prądu fotoelektronów jest proporcjonalne do natężenia padającego światła (czyli do ilości padających kwantów światła): $I \sim J$,
- istnieje ujemne napięcie ($-U_0$) zatrzymujące wszystkie fotoelektrony; stwierdzono, że spełnia ono zależność:

$$U_0 e = \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (11)$$

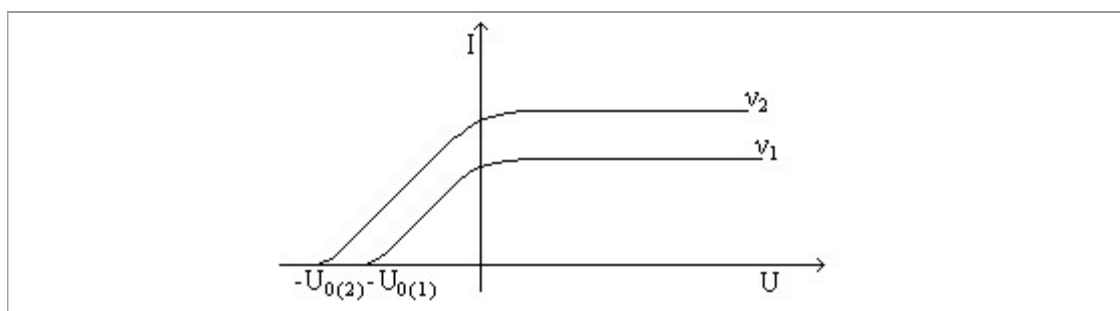
gdzie v_{max} jest maksymalną prędkością, z jaką fotoelektrony wyrzucane są z katody, zaś m i e są masą i ładunkiem elektronu.

Wybijane elektrony posiadają różne energie kinetyczne zawarte w przedziale pomiędzy 0 a $E_{k(max)}=U_0e$. Maksymalną energię kinetyczną elektronów wyznaczmy jako pracę wyhamowania najszybszych elektronów przy zastosowaniu napięcia wstecznego U_0 w lampie (hamujące napięcie odcięcia), co prowadzi do zaniku prądu fotoelektronów. Wyznaczony doświadczalnie rozkład energii kinetycznych fotoelektronów przedstawiony jest na Rys. 8.



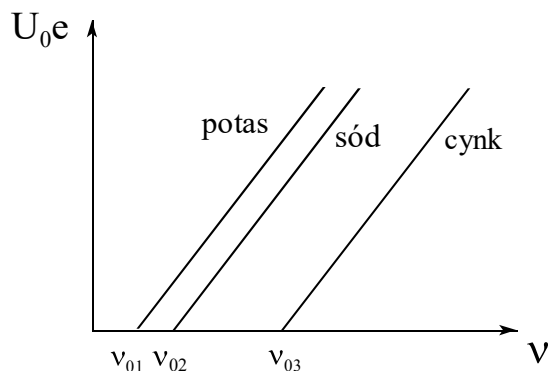
Rys. 8. Rozkład energii kinetycznych fotoelektronów

Ponadto stwierdzono, że napięcie odcięcia (U_0) dla danego materiału, z którego wykonana jest katoda, zależy od częstotliwości padającego światła ν . Zależność ta została zbadana dla różnych metali przez Milikana (1916). Na Rys. 9 pokazano zależność prądu fotoelektronów w funkcji przyłożonego do lampy napięcia dla wybranego metalu w sytuacji, gdy oświetlono go światłem o dwóch częstotliwościach: ν_1 i ν_2 (przy czym $\nu_2 > \nu_1$). Widać, że przy wyższej częstotliwości padającego światła, napięcie odcięcia U_0 jest większe, czyli maksymalna energia fotoelektronów jest większa.



Rys. 9. Prąd fotoelektronów wybijanych z katody w funkcji przyłożonego napięcia do lampy, dla dwóch częstotliwości padającego światła ($\nu_2 > \nu_1$).

Można także sporządzić wykres napięcie odcięcia (lub pracy wyhamowania najszybszych fotoelektronów: U_0e) w funkcji częstotliwości padającego światła. Na Rys. 10 pokazano tę zależność dla trzech metali, z których wykonano katodę (czyli z których wybijane są fotoelektrony).



Rys. 10. Praca wyhamowania najszybszych fotoelektronów w funkcji częstotliwości padającego światła dla potasu, sodu i cynku.

Wszystkie te obserwacje wyjaśnia przyjęcie hipotezy, że padające światło składa się z elementarnych porcji energii - zwanych fotonami, każdy o energii: $h\nu$. Energia fotonu jest pochłaniana przez elektron metalu i jest ona zużywana na dwa cele: a) pokonanie bariery potencjału przy opuszczeniu metalu przez elektron (praca wyjścia) i b) uzyskanie przez elektron energii kinetycznej.

Zjawisko fotoelektryczne zinterpretował po raz pierwszy w ten sposób Albert Einstein. Zauważmy, że wykres z Rys. 10 możemy zinterpretować jako:

$U_0e = \frac{mv_{\max}^2}{2} = h(\nu - \nu_0)$	(12)
---	------

lub też:

$\frac{1}{2}mv_{\max}^2 = h\nu - W$	(13)
-------------------------------------	------

gdzie $W = h\nu_0$ jest tzw. pracą wyjścia, czyli energią jaką trzeba dostarczyć elektronowi, aby mógł uwolnić się z metalu.

Zauważmy, że częstotliwość padającego światła decyduje o progu zajścia zjawiska fotoelektrycznego: padający kwant światła musi mieć energię wystarczającą do pokonania pracy wyjścia ($h\nu_0 = W$). Jeśli światło będzie miało niższą częstotliwość to zjawisko fotoelektryczne nie wystąpi. Jeśli światło będzie miało częstotliwość większą niż ν_0 , to wybity elektron będzie dysponował jeszcze energią kinetyczną.

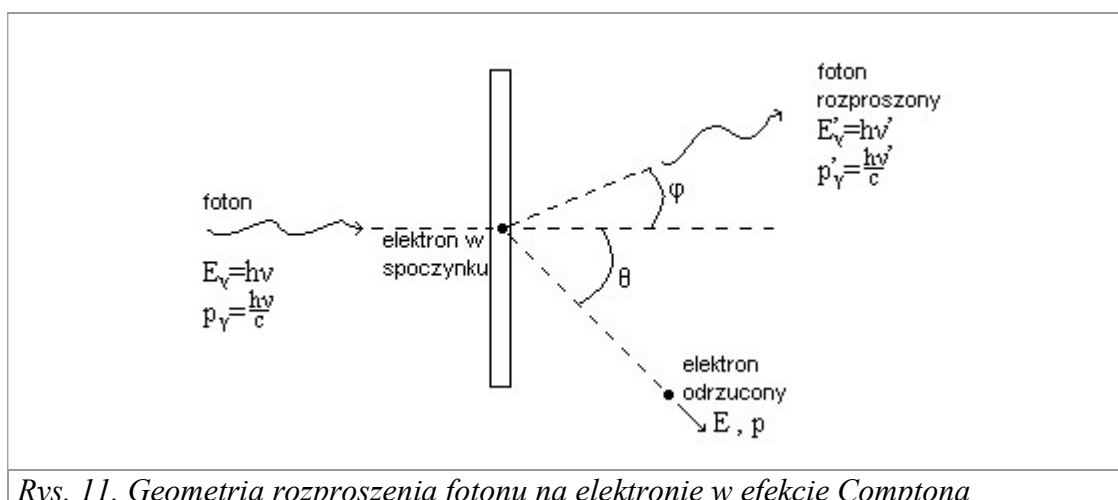
Natomiast natężenie światła J (będące proporcjonalne do ilości kwantów na jednostkę czasu i powierzchni), decyduje o ilości wybijanych fotoelektronów, czyli o natężeniu prądu fotoelektronów (jeśli oczywiście, spełniony jest warunek: $\nu > \nu_0$).

Należy podkreślić, że przedstawione wyjaśnienie zjawiska fotoelektrycznego jest potwierdzeniem kwantowej natury światła i tylko w ramach tej teorii może być wytłumaczone.

Za wyjaśnienie zjawiska fotoelektrycznego Albert Einstein otrzymał nagrodę Nobla w roku 1921.

3. Efekt Comptona.

Efekt Comptona był kolejnym zjawiskiem, które zmusiło fizyków do zaakceptowania kwantowej natury promieniowania. Zjawisko to polega na rozpraszaniu promieni X lub γ na zewnętrznych (słabo związanych) elektronach atomu, któremu towarzyszy zmiana długości fali.



Rys. 11. Geometria rozproszenia fotonu na elektronie w efekcie Comptona

Przeprowadzimy teraz ilościową analizę tego procesu.

Z zasady zachowania energii:

$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + E$	(14)
------------------------------	------

gdzie $m_0 c^2$ jest energią spoczynkową elektronu (zgodnie z STW), E – jego końcową energią całkowitą, zaś $h\nu'$ jest energia rozproszonego kwantu.

Z zasady zachowania pędu (rozpisanej oddzielnie dla składowych wzdłuż osi x i y):

$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi + p \cos \theta$	(15)
---	------

oraz

$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \varphi - p \sin \theta$	(16)
--	------

gdzie p jest końcowym pędem elektronu.

Możemy przepisać dwa ostatnie równania jako :

$$\frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi = p \cos \theta, \quad \frac{h\nu'}{c} \sin \varphi = p \sin \theta$$

Podnosimy je do kwadratu i dodajemy:

$\frac{h^2 \nu^2}{c^2} - \frac{2h^2 \nu \nu'}{c^2} \cos \varphi + \frac{h^2 \nu'^2}{c^2} = p^2$

lub:

$h^2 (\nu - \nu')^2 + 2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \varphi) = p^2 c^2$	(17)
---	------

Z kolei przekształcając i podnosząc do kwadratu równanie (14):

$$h(v - v') + m_0 c^2 = E$$

$h^2(v - v')^2 + 2h(v - v')m_0 c^2 + m_0^2 c^4 = E^2$	(18)
---	------

Skorzystamy teraz ze związku relatywistycznego (który poznaliśmy na wykładzie STW) :

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

Podstawiając do powyższej relacji Równ. 17 i 18 otrzymujemy:

$$E^2 - p^2 c^2 = h^2(v - v')^2 + 2h(v - v')m_0 c^2 + m_0^2 c^4 - h^2(v - v')^2 - 2hvv'(1 - \cos \varphi)$$

lub:

$$m_0^2 c^4 = h^2(v - v')^2 + 2h(v - v')m_0 c^2 + m_0^2 c^4 - h^2(v - v')^2 - 2hvv'(1 - \cos \varphi)$$

skąd otrzymujemy:

$$2h(v - v')m_0 c^2 = 2h^2 vv'(1 - \cos \varphi)$$

Robimy dalsze przekształcenia:

$$c \frac{v - v'}{vv'} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

$$c \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right) = \Lambda (1 - \cos \varphi)$$

Przez $\Lambda = \frac{h}{m_0 c}$ oznaczyliśmy tzw. komptonowską długość fali ($\Lambda = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{m} = 0,0246 \text{ \AA}$).

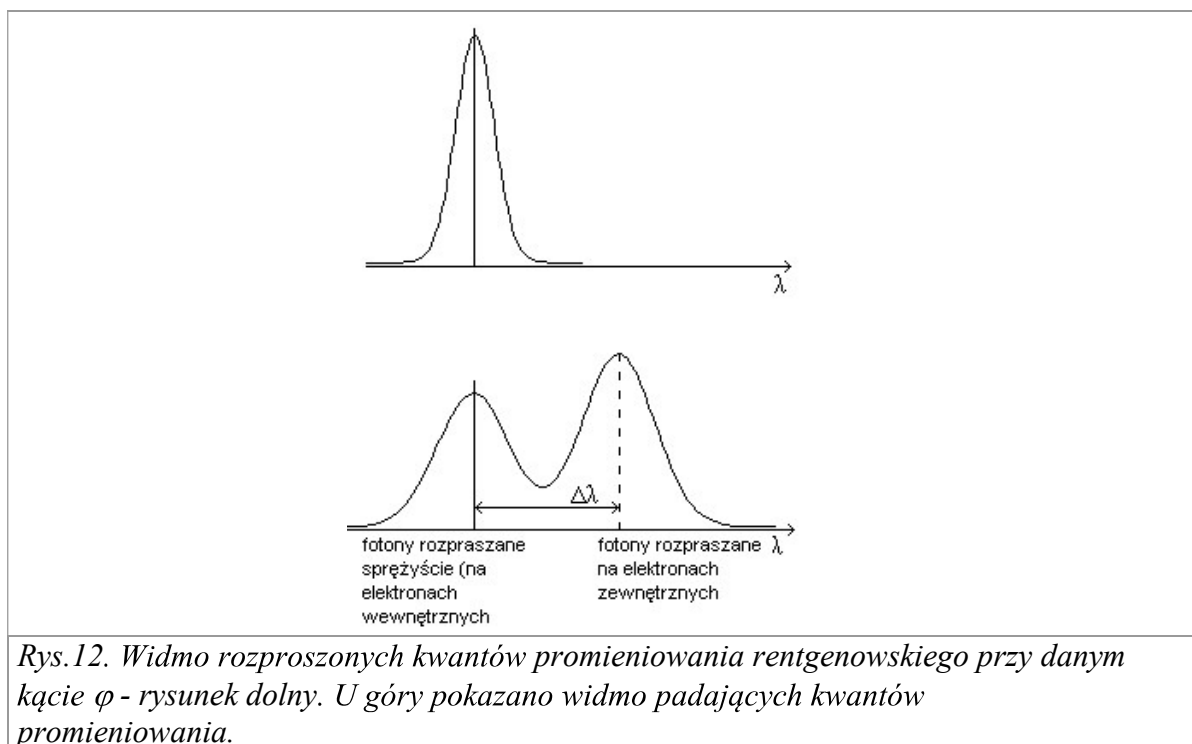
Pamiętając, że $\lambda = c/v$, otrzymujemy ostatecznie:

$$\lambda' - \lambda = \Lambda (1 - \cos \varphi)$$

$\Delta \lambda = \Lambda (1 - \cos \varphi)$	(19)
---	------

Jest to wzór Comptona na zmianę długości fali fotonu rozproszonego na (prawie) swobodnym elektronie. Zależy ona od kąta, pod jakim został rozproszony foton.

Mierzając długość fali rozproszonych fotonów zaobserwujemy pod danym kątem fotony o długości fali opisane powyższym równaniem oraz fotony o niezmięnionej długości fali, które uległy rozproszeniu sprężystemu na związanych elektronach wewnętrznych (i nie przekazały elektronowi żadnej energii). Przykładowe doświadczalnie wyznaczone widmo rozproszonych kwantów promieniowania rentgenowskiego pokazane jest na Rys. 12. Przypomnijmy jeszcze raz, że jest to rozproszenie na elektronach zewnętrznych (słabo związanych).



4. Model atomu Bohra

Kolejnym zagadnieniem, które doprowadziło do przyjęcia kwantowej koncepcji budowy materii był problem wyjaśnienia częstotliwości promieniowania emitowanego przez atomy. Najprostszym atomem jest atom wodoru i na nim się najpierw skupiono.

Obserwacje doświadczalne potwierdziły istnienie tzw. serie widmowych dla atomu wodoru. Wprowadzając liczbę falową $\bar{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$, obserwowane częstotliwości emitowanego promieniowania można wyrazić jako:

Serie Lyman (ultra fiolet) : $\bar{\nu} = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, $n=2,3,4,\dots$

Seria Balmera (zakres widzialny): $\bar{\nu} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, $n=3,4,5,\dots$

i kolejne

Ogólnie obserwowane serie częstotliwości można wyrazić jednym wzorem:

$\bar{\nu} = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	(20)
--	------

gdzie: R_H jest stałą Rydberga, $R_H = 1,09678 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, zaś k – numeruje serie oraz $n > k$;
i tak :

- $k = 1$ – seria Lyman (ultrafiolet)
- $k = 2$ – seria Balmera (zakres widzialny)
- $k = 3$ – seria Paschena (podczerwień)